

# Эмиссия электронов из многослойных ансамблей вертикально связанных квантовых точек InAs в матрице $n$ -GaAs

© А.А. Гуткин<sup>¶</sup>, П.Н. Брунков, А.Ю. Егоров<sup>+</sup>, А.Е. Жуков<sup>+</sup>, С.Г. Конников

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

<sup>+</sup> Санкт-Петербургский физико-технологический научно-образовательный центр Российской академии наук  
195220 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 24 декабря 2007 г. Принята к печати 29 декабря 2007 г.)

Методом адмиттанс-спектроскопии в структурах с барьером Шоттки проведено исследование эмиссии электронов из многослойных массивов вертикально связанных квантовых точек InAs в матрицу  $n$ -GaAs (концентрация электронов  $n \approx 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ). Установлено, что в области температур ниже  $\sim 70 \text{ K}$  эмиссия электронов в диапазоне темпов  $3 \cdot 10^4 - 3 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$  происходит путем термически активированного туннелирования через промежуточные виртуальные состояния. При увеличении числа слоев в массиве квантовых точек от 3 до 10 наблюдается уменьшение скорости эмиссии электронов.

PACS: 73.21.La, 73.63.Kv

Эмиссия носителей заряда, захваченных на квантовые точки (КТ) в полупроводниковой матрице, существенно влияет на параметры электронных приборов, построенных на основе таких гетероструктур [1,2]. Исследование механизмов этой эмиссии, определение ее скоростей и различных факторов, влияющих на их величину, является необходимым условием совершенствования подобных приборов.

Эффективным методом изучения эмиссионных свойств и электронных состояний КТ является измерение температурных зависимостей различных квазистационарных и нестационарных процессов в полупроводниковых структурах с потенциальным барьером, в области объемного заряда которых находится массив КТ [1–6]. Подобные исследования были выполнены для массивов из одного [1,2,5,6] и трех [4] слоев КТ InAs в GaAs. Однако влияние числа слоев на изменение скоростей эмиссии носителей тока, захваченных массивом КТ, при этом не изучалось. Между тем в многослойных ансамблях вертикально связанных КТ эти величины могут заметно отличаться от скоростей, определенных для одного слоя, вследствие изменений энергии связи носителей и степени заполнения электронных состояний КТ, которые зависят от числа слоев в массиве [7–10]. Степень влияния этих факторов на скорость эмиссии в свою очередь должна зависеть от механизма эмиссии.

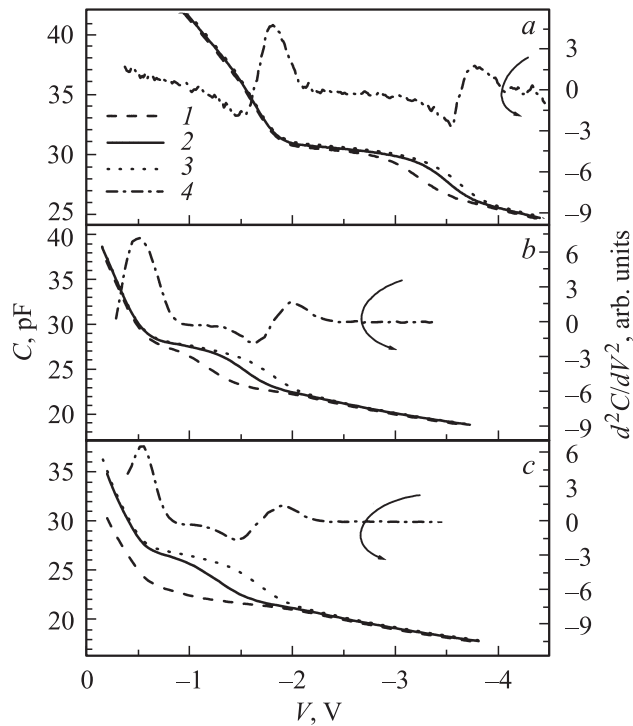
В настоящей работе проведено исследование скоростей эмиссионных процессов для электронов из массивов, содержащих 3, 6 и 10 слоев вертикально связанных КТ InAs в эпитаксиальных слоях  $n$ -GaAs (концентрация электронов  $n \approx 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ), на поверхности которых формировался барьер Шоттки. Толщины и легирование слоев  $n$ -GaAs были выбраны таким образом, что при нулевом напряжении смещения область объемного заряда барьера Шоттки не достигала массива КТ, тогда как с увеличением напряжения обратного смещения на

структуре массив КТ оказывался внутри этой области. Описание образцов и некоторые их параметры приведены в работе [10] (образцы 1, 2 и 3 соответственно с 3, 6 и 10 слоями КТ). Спектры фотолюминесценции исследованных структур при температуре  $T = 10 \text{ K}$  содержали широкую полосу (ширина на уровне половины максимума  $\sim 0.08 \text{ эВ}$ ), связанную с рекомбинацией носителей в КТ. Максимум этой полосы при увеличении числа слоев смещался от  $\sim 1.27$  до  $\sim 1.25 \text{ эВ}$ . Основным методом исследования в настоящей работе являлась адмиттанс-спектроскопия [5,11]. При этом амплитуда переменного зондирующего напряжения составляла 10 мВ.

На рис. 1 представлены зависимости дифференциальной емкости ( $C$ ) исследуемых образцов от напряжения обратного смещения ( $V$ ) при температуре  $T = 50 \text{ K}$  и различных частотах ( $f$ ) зондирующего напряжения. Как видно из зависимостей  $C(V)$ , увеличение числа слоев КТ в образце вызывает более сильное падение емкости с ростом  $f$  в области плато и ступеньки, связанных с перезарядкой состояний в КТ [10]. Это означает, что с увеличением числа слоев КТ скорость эмиссии электронов ( $e_n$ ) из массива КТ уменьшается, что качественно согласуется с наблюдавшимся в [10] увеличением средней энергии связи электронов, захваченных этим массивом. Условию квазистатичности емкости [10] при температуре 50 К удовлетворяют зависимости  $C(V)$ , измеренные при  $f = 10 \text{ кГц}$ . Количественные данные о скорости эмиссии носителей заряда из КТ могут быть получены из температурных зависимостей активной проводимости ( $G$ ) барьеров при различных частотах и напряжениях смещения на барьере Шоттки [5,11].

Как показывает анализ квазистатических зависимостей  $C(V)$  [10], при некоторой величине  $V_0$  напряжения обратного смещения, соответствующей моменту касания областей объемного заряда барьера Шоттки и массива слоев КТ, внешнее напряжение падает практически целиком на первой области. Поэтому при  $V = V_0$  квазиуровень Ферми в массиве КТ близок к уровню Ферми массива в нейтральной матрице, т.е. в исследуе-

<sup>¶</sup> E-mail: agut@defect.ioffe.ru



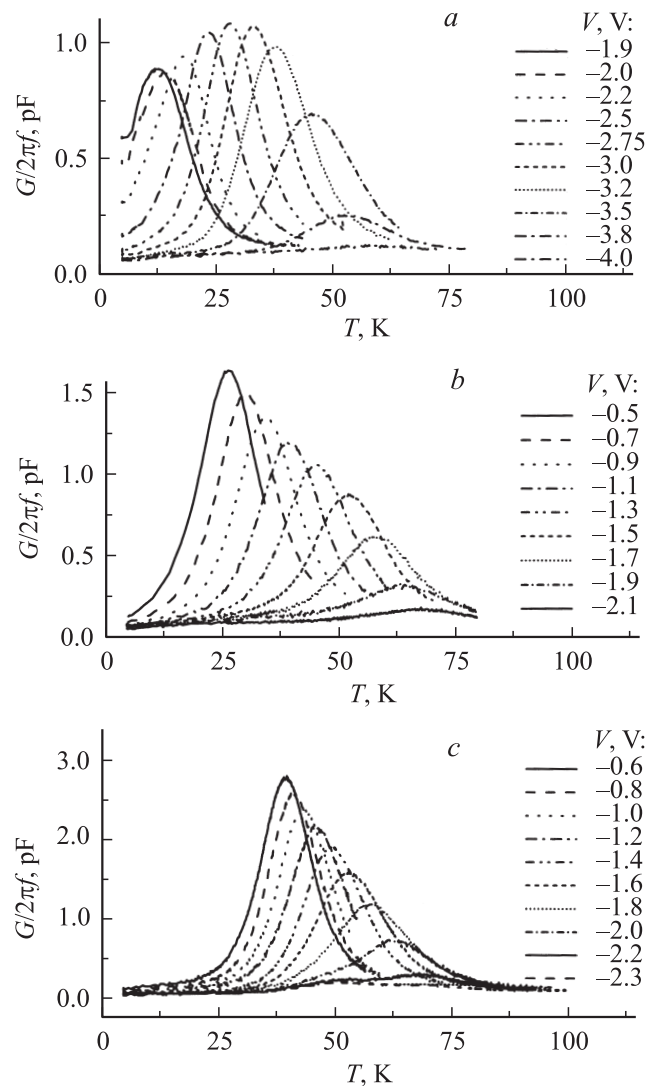
**Рис. 1.** Зависимости дифференциальной емкости  $C$  (1–3) и второй производной  $d^2C/dV^2$  (4) барьеров Шоттки от обратного напряжения смещения  $V$  для образцов с 3 (a), 6 (b) и 10 (c) слоями КТ при температуре 50 К и частоте зондирующего сигнала  $f$ , МГц: 1 — 1; 2 — 0.1; 3, 4 — 0.01.

мых образцах характеризует равновесное заполнение КТ электронами в слое  $n$ -GaAs с концентрацией электронов  $n \approx 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Напряжению  $V_0$  на зависимости  $C(V)$  отвечает переход от резкого падения емкости, связанного с включением в область объемного заряда массива КТ, к области „плато“, вызванной большой плотностью заряда в узком слое, содержащем слои КТ. Такому переходу соответствует максимум на зависимости  $d^2C/dV^2$  от  $V$  [1]. Следующий максимум  $d^2C/dV^2$  наблюдается при напряжении  $V_1$ , когда квазиуровень Ферми в массиве КТ опускается ниже состояний с наибольшей энергией связи электронов и вклад состояний массива КТ в дифференциальную квазистатическую емкость исчезает [1]. Как видно из рис. 1, a, b, c (кривые 4), величины  $V_0$  и  $V_1$  составляют приблизительно  $-1.8$  и  $-3.8$  В,  $-0.5$  и  $-2.0$  В,  $-0.5$  и  $-1.9$  В соответственно для образцов с 3, 6 и 10 слоями КТ.

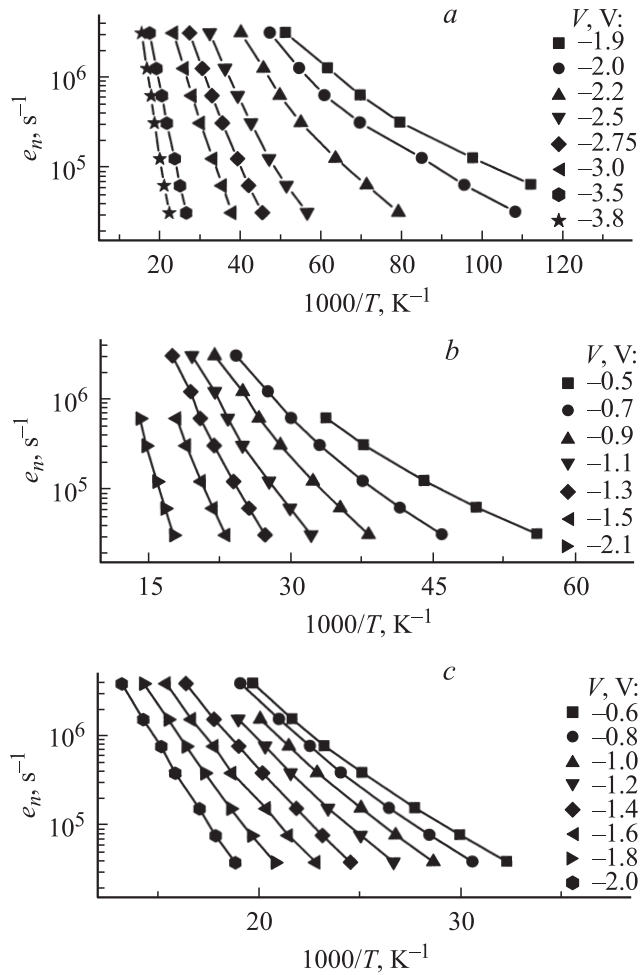
Таким образом, измеряя зависимость активной проводимости  $G$  от температуры  $T$  при обратных смещениях в диапазоне от  $V_0$  до  $V_1$ , мы сканируем по энергии состояния массива КТ начиная с уровня их равновесного заполнения. При этом, согласно [5,11], положение максимума кривой  $G(T)$  определяет температуру, при которой скорость эмиссии электронов ( $e_n$ ) с зондируемых энергетических уровней массива КТ приблизительно равна  $\pi f$ , а относительная величина максимума  $G(T)$  характеризует относительную плотность состояний в массиве КТ

вблизи зондируемого уровня энергии, определяемого положением квазиуровня Ферми.

Пример зависимостей  $G(T)$  для частоты 100 кГц представлен на рис. 2. Эти данные показывают, что в образце с 3 слоями КТ в равновесии частично заполнены и возбужденные состояния КТ. Об этом свидетельствует падение величины максимума кривых  $G(T)$  при уменьшении  $|V|$  от 2.75 до 2.00 В и начало повторного ее возрастания при дальнейшем уменьшении  $|V|$  от 2.00 до 1.90 В (рис. 2, a). Для образцов с 6 и 10 слоями КТ такое повторное возрастание отсутствует (рис. 2, b и c), т.е. при понижении энергетического уровня зондируемых заполненных состояний происходит монотонное уменьшение их плотности. Последнее при приблизительно гауссовом распределении плотности основных состояний КТ по энергии [10] означает, что эти состояния в равновесии заполнены не более чем наполовину, а заполнение возбужденных состояний незначительно.



**Рис. 2.** Зависимости дифференциальной активной проводимости  $G$  барьеров Шоттки на частоте 0.1 МГц при различных напряжениях обратного смещения  $V$  от температуры  $T$  для образцов с 3 (a), 6 (b) и 10 (c) слоями КТ.



**Рис. 3.** Зависимости скорости эмиссии  $e_n$  электронов из массива КТ от температуры при различных напряжениях обратного смещения  $V$  для образцов с 3 (а), 6 (б) и 10 (с) слоями КТ.

Эти результаты качественно согласуются с данными анализа емкостных характеристик исследуемых образцов [10], согласно которым полное число электронов, захваченных в равновесии массивом КТ, слабо меняется с увеличением числа слоев в массиве.

Температурные зависимости скоростей эмиссии электронов из массива КТ, полученные из зависимостей  $G(T)$  при разных частотах в диапазоне  $10^4$ – $10^6$  Гц для разных напряжений смещения в интервале  $V_0$ – $V_1$ , показаны на рис. 3. Прежде всего отметим, что зависимости  $\lg e_n = f(1/T)$  нелинейны, так что энергия активации эмиссии электронов из заполненных состояний массива КТ увеличивается с ростом температуры. Будем для оценки определять энергию активации ( $E_a$ ) эмиссии в предположении о чисто термическом механизме этого процесса, т.е. в соответствии с соотношением

$$e_n = AT^2 \exp(-E_a/kT),$$

где  $A$  — постоянная,  $k$  — постоянная Больцмана. Тогда оказывается, что в образце с 3 слоями КТ для наиболее

мелких заполненных состояний, которые зондируются при  $V \approx V_0 = -1.8$  В, энергия активации  $E_a$  при низких температурах ( $T \approx 9$ – $10$  К) составляет  $\sim 2$  мэВ. В то же время даже для наиболее глубоких состояний КТ, которые зондируются при  $V \approx V_1$ , энергия активации эмиссии во всех образцах при максимальных температурах составляет 50–65 мэВ и меньше средней энергии связи электрона в КТ, которая с увеличением числа слоев от 3 до 10 растет от  $\sim 80$  до  $\sim 120$  мэВ [10]. Эти закономерности показывают, что в диапазоне скоростей  $3 \cdot 10^4$ – $3 \cdot 10^6$   $\text{c}^{-1}$  (диапазон температур  $\lesssim 70$  К) эмиссия электронов из исследованных массивов КТ происходит путем термически активированного туннелирования. При этом наблюдаемое с ростом температуры существенное увеличение энергии активации эмиссии для состояний с одной и той же энергией связи свидетельствует о том, что промежуточным состоянием для этого процесса являются виртуальные состояния, а не возбужденное состояние КТ.

Сопоставление данных, приведенных на рис. 3, а, б, с для различных образцов, показывает, что с увеличением числа слоев в массиве происходит заметное увеличение температур, при которых начинает наблюдаться эмиссия электронов из равновесно заполненных массивов в диапазоне скоростей  $3 \cdot 10^4$ – $3 \cdot 10^6$   $\text{c}^{-1}$ . Так, для образцов с 3, 6 и 10 слоями КТ область таких температур лежит соответственно при  $\sim 7.7$ – $19$ ,  $18$ – $36$  и  $31$ – $50$  К, а энергия активации эмиссии составляет  $\sim 2$ – $5$ ,  $\sim 10$ – $18$  и  $\sim 20$ – $33$  мэВ (рис. 3, а, б, с). Такое увеличение качественно согласуется с увеличением средней энергии связи электронов из-за взаимодействия слоев КТ и понижением уровня Ферми для массива КТ вследствие увеличения плотности состояний, вызванного увеличением числа КТ в массиве [10].

Таким образом, проведенные исследования свидетельствуют, что эмиссия электронов из массива вертикально связанных КТ InAs в  $n$ -GaAs при температурах  $T < 70$  К происходит путем термически активированного туннелирования через промежуточное виртуальное состояние. Результаты работы качественно подтверждают данные об увеличении энергии связи электронов в массиве с ростом числа слоев КТ, полученные из анализа квазистатических вольт-фарадных характеристик [10], и позволяют оценить соответствующее уменьшение скорости эмиссии электронов из КТ. Увеличение числа слоев КТ в массиве от 3 до 10 существенно увеличивает температуры, при которых скорость эмиссии электронов с наиболее мелких заполненных в равновесии состояний массива лежит в диапазоне  $3 \cdot 10^4$ – $3 \cdot 10^6$   $\text{c}^{-1}$ , однако даже для массива из 10 слоев такие скорости достигаются уже при температурах 30–50 К, что связано с механизмом эмиссии, включающим этап туннелирования.

Работа выполнена с использованием оборудования регионального ЦКП „Материаловедение и диагностика в передовых технологиях“ при поддержке программы фундаментальных исследований президиума РАН „Квантовые наноструктуры“. А.Е. Жуков выражает благодарность „Фонду содействия отечественной науке“ и гранту президента РФ (МД-3858.2007.2).

## Список литературы

- [1] M. Geller, E. Stock, C. Kapteyn, R.L. Sellin, D. Bimberg. Phys. Rev. B, **73**, 205 331 (2006).
- [2] S. Schulz, A. Schramm, C. Heyn, W. Hansen. Phys. Rev. B, **74**, 033 311 (2006).
- [3] S. Anand, N. Carlsson, M.-E. Pistol, L. Samuelson, W. Seifert. Appl. Phys. Lett., **67**, 316 (1995).
- [4] C.M.A. Kapteyn, F. Heinrichsdorf, O. Stier, R. Heitz, M. Grudman, N.D. Zakharov, D. Bimberg, P. Werner. Phys. Rev. B, **60**, 14 265 (1999).
- [5] P.N. Brunkov, A.R. Kovsh, V.M. Ustinov, Yu.G. Musikhin, N.N. Ledentsov, S.G. Konnikov, A. Polimeni, A. Patane, P.C. Main, L. Eaves, C.M.A. Kapteyn. J. Electron. Mater., **28**, 486 (1999).
- [6] S. Schulz, S. Schnüll, C. Heyn, W. Hansen. Phys. Rev. B, **69**, 195 317 (2004).
- [7] G.S. Solomon, J.A. Trezza, A.F. Marshall, J.S. Harris, jr. Phys. Rev. Lett., **76**, 952 (1996).
- [8] C. Pryor. Phys. Rev. Lett., **80**, 3579 (1998).
- [9] А.Ф. Цапульников, А.Ю. Егоров, А.Е. Жуков, А.Р. Ковш, В.М. Устинов, Н.Н. Леденцов, М.А. Максимов, Б.В. Воловик, А.А. Суворова, Н.А. Берг, П.С. Копьев. ФТП, **31**, 851 (1997).
- [10] А.А. Гуткин, П.Н. Брунков, С.Г. Конников. ФТП, **41**, 1353 (2007).
- [11] D.L. Losee. J. Appl. Phys., **46**, 2204 (1975).

Редактор Л.В. Шаронова

## Emission of electrons from multilayer ensembles of vertically coupled InAs quantum dots in *n*-InAs matrix

A.A. Gutkin, P.N. Brunkov, A.Yu. Egorov<sup>+</sup>,  
A.E. Zhukov<sup>+</sup>, S.G. Konnikov

Ioffe Phisicotechnical Institute,  
Russian Academy of Sciences,  
194021 St. Petersburg, Russia

<sup>+</sup> Saint Petersburg Physics and Technology  
Centre for Research and Education,  
Russian Academy of Sciences,  
195220 St. Petersburg, Russia

**Abstract** The admittance spectroscopy of Schottky barrier structures was carried out to study emission of electrons from multilayer ensembles of vertically coupled InAs quantum dots to *n*-GaAs matrix (electron concentration  $n \approx 2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ). It was found that at temperatures below 70 K the electron emission with rate in the range of  $3 \cdot 10^4 - 3 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$  occurred by thermally activated tunneling through the intermediate virtual states. The decreasing of electron emission rate was observed as a number of layers in ensembles of quantum dots increased from 3 to 10.